

УДК 539.52:548.4

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ДЕФОРМАЦИИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

© Георгий Федорович Сарафанов, Евгений Николаевич Разов,
Александр Сергеевич Пупынин

Институт проблем машиностроения РАН, Нижний Новгород, Россия

gf.sarafanov@yandex.ru

Аннотация. Проведено аналитическое и численное исследование автоволновой модели эффекта Портевена-Ле Шателье. Получены решения в виде волн упрочнения и разупрочнения. Найдены решения при варьировании параметров модели зависящие от температуры и скорости деформирования материала.

Ключевые слова: дислокационный ансамбль, неустойчивость пластической деформации, эффект Портевена – Ле Шателье.

THE INSTABILITY OF DEFORMATION IN CRYSTALLINE ALLOYS AT ELEVATED TEMPERATURES

©G.F. Sarafanov, E.N. Pazov, A.S. Pupinin

MERI RAS, Nizhny Novgorod, Russia

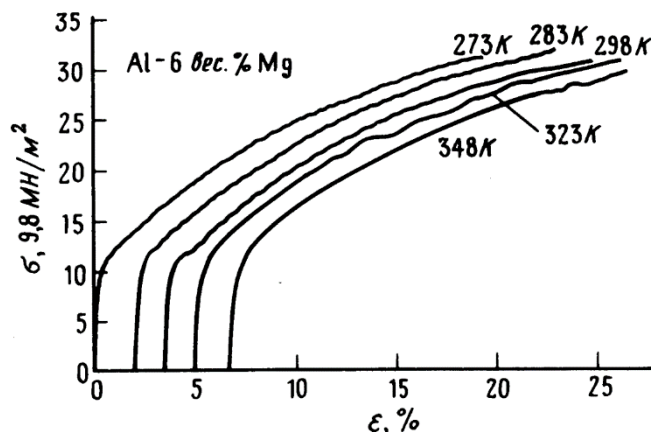
gf.sarafanov@yandex.ru

Abstract. An analytical and numerical study of autowave models of the effect of Portevin-Le Chatelier. The solutions are obtained in the form of waves of hardening and softening. Solutions are found by varying the parameters of the model depend on temperature and deformation rate of the material.

Key words: dislocation ensemble, instability of plastic deformation, effect of Portevin –Le Chatelier.

В области средних и повышенных температур на диаграммах деформации наблюдается периодический режим изменения нагрузки (Рис.1). Это явление получило название эффекта Портевена-Ле Шателье, по имени французских исследователей, впервые наблюдавших это явление в 1923 г. После работ Коттрелла [2] представляется обоснованным, что данное явление непосредственно связано с динамическим старением сплава, то есть с образованием на подвижных дислокациях "атмосфер" растворенных атомов. Это приводит к нелинейной зависимости силы торможения дислокаций от скорости, и как следствие к неустойчивости пластического течения.

По-видимому, впервые Н.Н.Давиденков [3] предложил использовать для анализа явлений неустойчивости подход теории автоколебаний. Основываясь на этой идее Пеннинг [4] разработал модель эффекта Портевена-Ле Шателье, в рамках которой математически обосновал форму релаксационных колебаний на диаграмме напряжение-деформация. Позднее различные варианты модели Пеннинга была развиты в работах [5, 6].

Рис.1. Эффект Портевена-ЛеШателье в сплаве *Al-Mn* в области средних температур [1]

С другой стороны, экспериментальные исследования показывают [7,8], что для адекватного описания явления ЭПЛ необходимо учитывать в динамике развития неустойчивого процесса пластической деформации, во-первых, релаксационные процессы, связанные с возвращающими силами σ_i^{int} (время пластической аккомодации), во-вторых, особенности динамического старения сплава (время формирования атмосферы Коттрелла). Кроме того, с математической точки зрения в системе необходимо учитывать инерционные слагаемые (массу дислокаций). Это делает модель математически более корректной.

В этой ситуации выглядит целесообразным вместо скорости пластической деформации ввести более физические переменные — плотность и скорость дислокаций, и сформулировать исходную систему для этих переменных с учетом сделанных выше замечаний.

1. Автоволновая модель нестабильной деформации в поликристалле

Рассмотрим поведение ансамбля дислокаций в полосе скольжения ширины L в рамках системы эволюционных уравнений [9]. Выберем ось $0x$ в направлении заданной системы скольжения дислокаций. Пусть в полосе скольжения распределение дислокаций можно характеризовать их плотностями $\rho_+(r,t)$ и $\rho_-(r,t)$, причем в равновесии $\rho_+^0 = \rho_-^0 = \rho_0/2$. Обозначим через $v(r,t)$ среднюю скорость дислокаций одного знака (например, положительных).

Будем полагать, что отклонение плотности дислокаций от стационарного значения незначительно, тогда процесс пластической деформации в полосе сдвига в режиме активного нагружения можно описать следующей системой уравнений

$$m^* \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = b(\tau + \tau^{int}) - F(v), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tau^{int}}{\partial t} = -\frac{\tau^{int}}{t_a} + \gamma_1 \frac{\partial^2 \dot{\epsilon}}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = b\rho_0 v, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = G^* \left[\dot{\epsilon}_0 - \frac{b\rho_0}{L_p} \int_0^L v(x,t) dx \right] \quad (3)$$

Уравнение (1) есть уравнение движения, где m^* — эффективная масса дислокации, τ — сдвиговое напряжение в действующей системе скольжения, связанное с внешним напряжением σ соотношением $\tau = (\sigma - \sigma_D)/\bar{m}$ (\bar{m} — фактор Тейлора, σ_D — напряжение Холла-Петча), τ^{int} — поле внутренних напряжений от системы дислокационных зарядов, $F(v)$ — сила торможения на единицу длины дислокации, обусловленная динамическим

старением сплавов [10].

Полагаем, что внутренние напряжения в системе скольжения в случае поликристалла целиком определяются взаимодействием дислокаций с границами зерен. Соответственно, уравнение (2) учитывает то обстоятельство, что наведенные на границах упругие поля (в соответствии континуальным пределом формулы Баллоу-Билби $\tau^{int} = \gamma_1 \partial_{xx}^2 \varepsilon$) релаксируют вследствие аккомодационных подстроек. Параметр $\gamma_1 = \alpha_g G D^2$ служит мерой упругой корреляции зерен ($\alpha_g \approx 1$, D — размер зерна), t_a — характерное время пластической аккомодации, т.е. время релаксации к стационарному значению наведенного пластической деформацией вектора Бюргера на границах зерна.

Уравнение (3) есть уравнение Гилмана-Джонстона для режима активного нагружения [11], учитывающего динамику изменения нагрузки σ при условии постоянства скорости растяжения кристаллического образца. Здесь $\dot{\varepsilon}_0$ — заданная скорость пластической деформации в полосе скольжения, $G^* = k h_0 / \bar{m} \zeta_1 S$ — эффективный модуль упругости, k — жесткость системы "машина-образец", h_0 и S — высота и поперечное сечение образца, L_p — длина зоны пластической деформации, ζ_1 — геометрический фактор порядка единицы.

Исходная система относится к классу уравнений, описывающих автоволновые процессы в неравновесных средах [1]. Базисными решениями, наиболее часто реализующимися в экспериментах по наблюдению автоволн в таких средах, являются решения в виде бегущих фронтов возбуждения и бегущих импульсов. Идея состоит в том, чтобы сопоставить автоволновому процессу пластической деформации решения указанного типа. Поэтому остановимся на условиях реализации таких решений для конкретной системы уравнений (1)–(3).

Анализ системы (1)–(3) показывает, что кроме однородного стационарного решения $v_0 = \dot{\varepsilon}_0 / b \rho_0$, $b \tau_0 = F(v_0)$ другие виды решений появляются, если функция имеет нелинейный N -образный характер, то есть имеется участок с отрицательным трением. Такой вид зависимости силы торможения от скорости дислокации наблюдается в сплавах и обусловлен механизмами взаимодействия дислокаций с атомами растворенного вещества [10, 13].

На фазовой плоскости переменных τ и v сила торможения соответствует нуль-изоклина $b \tau = F(v)$ для точечной части системы (1)–(3) (рис. 2). На кривой можно выделить три области. При скорости $v < V_m = \alpha^2 V_k / 4e$ ($V_k = 4v_t$ - критическая скорость, фигурирующая в теории Коттрелла [12], $v_t = D_s k_0 T / b W_m$, D_s - коэффициент диффузии атомов примеси, $k_0 T$ - температура в энергетических единицах, W_m - максимальная энергия связи дислокации с атомами примеси, $\alpha = W_m / k_0 T$) дислокация движется с практически насыщенной атмосферой. При $v > V_c = D_s \alpha / b$ дислокация движется без атмосферы, и торможение обусловлено статистически распределенными атомами примеси. В промежуточной области $V_m < v < V_c$ дислокация, имевшая насыщенную атмосферу, начинает терять ее по мере увеличения скорости вследствие чего торможение падает.

Будем считать, что условия деформации исследуемого образца таковы, что изменения нагрузки τ имеют квазистатический характер. В этом случае система уравнений (1)–(3) сводится к системе, где $\tau = const$.

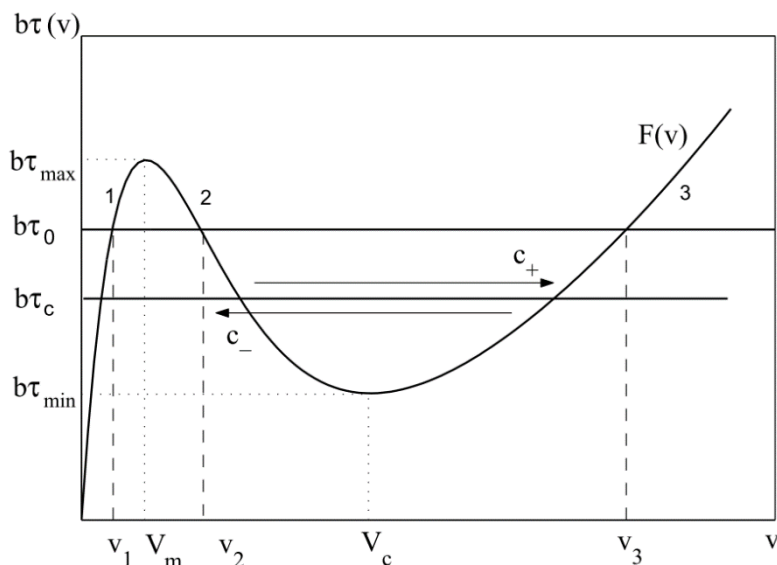


Рис.2. Фазовая плоскость переменных τ, ν . Кривая $F(\nu)$ соответствует зависимости силы торможения дислокации примесной атмосферой Коттрелла от скорости дислокации.

Далее сделаем некоторые предположения о характере эволюции дислокационного ансамбля. Обычно в сложных динамических системах существует иерархия времен релаксации. Поэтому предположим, что время пластической аккомодации τ_a существенно меньше характерного временного масштаба изменения переменных ν и ε . В этом приближении

$$\tau^{int}; \tau_a \gamma_1 \frac{\partial^2 \dot{\varepsilon}}{\partial x^2}, = \tau_a \gamma_1 b \rho_0 \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2}, \quad (4)$$

тогда система уравнений (1)–(3) сводится к уравнению

$$m^* \left(\frac{\partial \nu}{\partial t} + \nu \frac{\partial \nu}{\partial x} \right) = \eta \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} + b\tau - F(\nu), \quad (5)$$

где $\tau = const$, $\eta = b^2 \rho_0 \tau_a \gamma_1$.

Прямая $b\tau = b\tau_0 = const$ может по-разному пересекать кривую $F(\nu)$. Нас интересует случай, когда пересечение происходит в трех точках (см. рис.2), например, ν_1, ν_2 и ν_3 ($\nu_1 < \nu_2 < \nu_3$). Тогда уравнение (5) имеет три состояния равновесия: два устойчивых, соответствующих скоростям $\nu = \nu_1$ и $\nu = \nu_3$, и одно неустойчивое, соответствующее скорости $\nu = \nu_2$. Аппроксимируя $F(\nu)$ кусочно-линейной функцией, нетрудно получить решения в виде бегущих волн переключения

$$\nu(x, t) = \nu_1 + (\nu_3 - \nu_1) \left[1 + C_0 \exp \left(z_\delta \frac{x - ct}{\Lambda_\delta} \right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

где $\Lambda_\delta = |\delta(\nu_3 - \nu_1)|^{-1}$ – характерная ширина фронта волны, $z_\delta = |\delta|/\delta$, C_0 – константа интегрирования,

$$c = c_{\pm} = v_2 + (\delta\eta/m^*)(v_1 + v_3 - 2v_2), \quad (7)$$

$$\delta = \delta_{\pm} = \frac{m^*}{4\eta} \left(1 \pm \sqrt{1 + 8\eta\kappa/m^{*2}} \right) \quad (8)$$

Из вида решения (6) следует, что положительному значению $\delta = \delta_+$ соответствует волна переключения из состояния v_1 в состояние v_3 (волна разупрочнения), а отрицательному ($\delta = \delta_-$) – волна перепада из состояния v_3 в состояние v_1 (волна упрочнения).

Скорость волны разупрочнения c_+ больше скорости волны упрочнения c_- при условии $v_1 + v_3 - 2v_2 > 0$. В этом случае происходит разбегание фронтов с относительной скоростью

$$\Delta c = c_+ - c_- \approx \frac{\sqrt{1 + 8\eta\kappa/m^{*2}}}{4} (v_1 + v_3 - 2v_2). \quad (9)$$

В случае $v_1 + v_3 - 2v_2 < 0$ волна разупрочнения не возникает, поскольку гасится волной упрочнения. Таким образом, существует некоторое критическое значение напряжения течения $\tau = \tau_c$, соответствующее условию $\Delta c = 0$, ниже которого ($\tau < \tau_c$) возмущение затухает и деформирование материала происходит макроскопически гладко без возникновения неоднородных волновых структур.

2. Периодический режим эффекта Портевена–Ле Шателье

Как указывалось выше, в области средних и повышенных температур на диаграммах деформации наблюдается периодический режим изменения нагрузки. Рассмотрим в рамках исследуемой редуцированной модели (3),(5) механизм возбуждения колебательных процессов квазигармонического типа.

При анализе системы можно заметить, что она обладает малым параметром $\mu = m^* G^* \rho_0 v_t^2 / (\pi c_0 W_m) \approx 10^{-7}$ ($v_t = Dk_0 T / bW_m$ — характерная скорость, фигурирующая в теории Коттрелла [6]), малость которого обусловлена крайней малостью эффективной массы m^* дислокации ($m^* \approx 10^{-15}$ г/см). В этом случае является целесообразным разбиение системы (3),(5) на подсистемы быстрых и медленных движений [15].

Подсистема быстрых движений имеет вид уравнения (5), где $\tau = const$. Эта подсистема описывает "быстрое" изменение скорости дислокаций на бегущем фронте, т.е. формирование полосы сдвига, которую мы рассматриваем как полосу Людерса.

Подсистема медленных движений

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = G^* b \rho_0 \left[v_0 - \frac{1}{L_p} \int_0^{L_p} v(x,t) dx \right], \quad (10)$$

фактически является (при $v(x,t) = \bar{v}(t)$ и $b\tau = F(v)$) системой уравнений Гилмана-Джонстона, с помощью которой они объясняли характерные особенности начальных участков кривых нагружения [4]. Фигурирующая в (10) скорость дислокаций определяется подсистемой быстрых движений как решение стационарной задачи, т.е. $v(x,t) = v(x - ct)$.

Рассмотрим случай, когда $\tau \approx \tau_c$. В этом случае относительная скорость разбегания фронтов

Δc случайно генерируемых (на границе или в объеме материала) и распространяющихся импульсов достаточно мала и не приводит к заметному изменению интеграла, фигурирующего в (10). Поэтому макроскопического изменения нагрузки τ не происходит. Однако, если τ несколько превышает τ_c , то имеет место эффект разупрочнения, так как зона деформации непрерывно увеличивается и значение интеграла в (10) растет. Это приводит в соответствии с (10) к уменьшению нагрузки τ и, соответственно, к уменьшению величины Δc до значения $\Delta c = 0$. Такая подстройка, однако, происходит с некоторым запаздыванием, вследствие чего при $\tau \approx \tau_c$ возможен пульсирующий режим зоны разупрочнения пластической деформации и изменения нагрузки τ . Рассмотрим математически эту возможность.

Как указывалось, исходная система имеет два малых параметра, обусловленных малыми величинами m^* и η , которые определяют и малую ширину фронтов волн упрочнения и разупрочнения, по сравнению с участками зоны пластической деформации. Тогда среднюю скорость дислокаций на всем участке $(0, L_p)$ можно приближенно выразить как

$$\bar{v}(t) = \frac{1}{L_p} \int_0^{L_p} v(x-ct) dx \approx [v_3 l_r + v_1 (L_p - l_r)] / L_p, \quad (11)$$

где ширина зоны разупрочнения l_r перемещается со скоростью $\Delta c = dl_r/dt$. В стационарном случае ($\Delta c = 0$, $\bar{v}(t) = v_0$) ширину зоны пластической деформации l_r нетрудно определить из (11)

$$l_r = L_p \frac{v_0 - v_1}{v_3 - v_1}. \quad (12)$$

Сформированная при таких условиях пластическая зона l_r допускает множественный характер. Вместо одной большой зоны пластической деформации с повышенной скоростью перемещения дислокаций, может иметься несколько более мелких зон с тем же суммарным "расходом". Расположение и число таких зон определяется начальными условиями. Здесь заметим, что поскольку в общем случае ширина зоны пластической деформации L является величиной подстраиваемой к заданным условиям деформации кристалла, то рассмотренный механизм может определять и процесс локализации скольжения дислокаций в направлении их поперечного скольжения, т.е. создавать предпосылки для режима деформации в виде узких линий и полос скольжения.

Состояние равновесия $\Delta c = 0$ является неустойчивым, поэтому в общем случае ширина зоны l_r будет либо совершать автоколебания относительно равновесного значения (12), либо примет максимальное значение L_p . Последнее отвечает, собственно, формированию полосы Чернова-Людерса в виде волны переключения из состояния v_1 в состояние v_3 и реализуется при условии, что возмущения τ на границе, приводящие к возникновению волны разупрочнения, либо постоянны, либо время формирования возмущений t_f больше времени распространения t_r фронта волны разупрочнения через поперечное сечение образца ($t_r = L_p/c_+ \approx (L_p/c_t) \sqrt{\rho_{tot}/\rho_0}$). Заметим, что при $\tau < \tau_{max}$ (где τ_{max} — напряжение отрыва дислокаций от атмосфер примесных атомов) формирование волновых зон может иметь только импульсный характер и поэтому вышеприведенное условие становится определяющим.

Поскольку здесь нас интересует автоколебательный режим изменения l_r , то рассмотрим

случай $t_f < t_r$, при котором формируется пространственно - неоднородная структура зон пластической деформации на длине L_p .

Продифференцируем (10) по времени, получаем

$$\frac{d^2\tau}{dt^2} = -\frac{G^* b \rho_0 (v_3 - v_1)}{L_p} \Delta c(\tau). \quad (13)$$

При $\tau \approx \tau_c$ функцию $\Delta c(\tau)$ можно разложить в ряд по степеням $\tau - \tau_c$ и ограничиться первым ненулевым членом разложения, в результате получаем уравнение гармонических колебаний, общее решение которого имеет вид

$$\tau(t) = \tau_c + \tau_0 \sin(\omega t + \varphi_0), \quad \tau_0 \leq \tau_c, \quad (14)$$

где $\omega = [G^* b \rho_0 (v_3 - v_1) (\partial \Delta c / \partial \tau)_{\tau_c} / L_p]^{1/2}$ — частота колебаний, τ_0 и φ_0 — константы интегрирования.

Хотя полученное решение для $\tau(t)$ (и аналогичное для $\bar{v}(t)$) имеет вид гармонических колебаний, решение для скорости дислокаций $v(x, t)$ в зоне пластической деформации носит сложный квазипериодический характер. На фоне медленного изменения среднего значения $\bar{v}(t)$ имеет место быстропротекающий процесс изменения скорости, связанный с распространением со скоростью c коротких импульсов, спонтанно генерируемых на границе или в объеме кристалла с некоторой средней частотой $\nu \approx 1/t_f$.

3. Релаксационный режим ПЛ-эффекта.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда имеет место $t_f > t_r$. В этом случае изменение нагрузки не успевает подстроиться под изменение $\bar{v}(t)$ и зона пластической деформации почти мгновенно (за время L_p/c) становится пространственно однородной, в которой скорость дислокаций имеет значение $v(x, t) = v_3$. Фактически эта ситуация близка к случаю, когда при напряжениях нагрузки $\tau = \tau_{\max}$ происходит одновременный отрыв дислокаций от закрепляющих их облаков примесей.

Поэтому описание ситуации при $t_f > t_r$ целесообразно проводить в рамках точечной модели для системы уравнений (1)–(3). В этом случае при анализе решений системы имеем

$$m^* \frac{\partial v}{\partial t} = b\tau - F(v), \quad (15)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = G^* (\dot{\epsilon}_0 - b\rho_0 v) \quad (16)$$

Рассмотрим "топологию" фазового портрета системы (15)–(16). Нуль-изоклина $b\tau - F(v) = 0$ представляет собой N -образную зависимость $F(v)$. Нуль-изоклина $v - v_0 = 0$ может по-разному пересекать кривую $F(v)$. В дальнейшем нас будет интересовать автоколебательный режим, когда нуль-изоклина $v - v_0 = 0$ находится на неустойчивой ветви силы торможения

$(F'(v) < 0)$.

Тогда численной решение не представляет трудностей, в результате имеем (рис. 3)

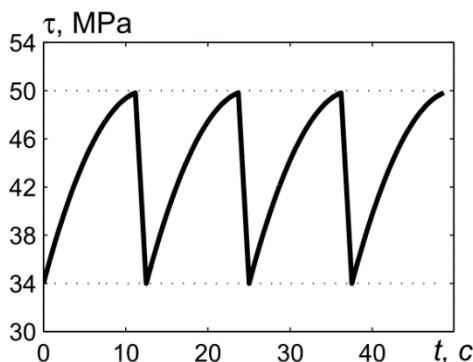


Рис. 3. Форма полученных релаксационных колебаний приложенного к образцу напряжения τ в зависимости от времени. Физические параметры взяты из данных по аппроксимации $F(v)$ [16]

Из предложенной модели следует, что возникновение автоколебательного режима (скачкообразного ПЛ-эффекта) возможно в случае, если заданная скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}_0$ находится в интервале $\alpha D_s \rho_0 / e < \dot{\epsilon}_0 < \alpha D_s \rho_0$. Если взять характерные значения $W_m / k_0 T = 4$, $\rho_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, то получаем, что эффект Портевена-Ле Шателье наблюдается при $(D_s / \dot{\epsilon}_0)^{1/2} \approx 10^{-5} \text{ см}$. Это согласуется с экспериментальными результатами [14].

Полученное в рамках точечной модели автоколебательное решение $\tau(t)$ не позволяет, однако, выявить динамику изменения амплитуды колебаний в зависимости от скорости пластической деформации, так как независимо от условий деформации переходы с одной устойчивой ветви $\tau = F(v)$ на другую происходят при экстремальных значениях нагрузки: τ_{\max} и τ_{\min} (рис. 2). Это обеспечивает неизменность амплитуды колебаний, что, как правило, не отвечает экспериментальным результатам. Выявить динамику изменения амплитуды колебаний при изменениях условий деформирования, а также нерегулярность в изменении нагрузки можно, если исследование автоколебательного режима проводить в рамках полной системы уравнений (1)–(3). Это удастся сделать лишь численными методами. Систематическое рассмотрение этого случая является предметом дальнейших исследований, поэтому здесь мы приведем лишь некоторые результаты.

Численное исследование системы (1)–(3) проводилось после приведения ее к безразмерному виду. Анализ показывает, что динамика системы контролируется следующими безразмерными параметрами

$$\lambda = \frac{G^* b \rho_0 v_t t_0}{\tau_{\max}}, \quad K = \frac{\gamma_1 b \rho_0 t_0 v_t}{L_p^2 \tau_{\max}}, \quad \gamma_a = t_0 / t_a, \quad (17)$$

где $t_0 = v_t m^* / b \tau_{\max}$. Параметры λ , K и γ_a характеризуют, соответственно, жесткость системы образец-машина, упругую корреляцию зерен и интенсивность пластической аккомодации.

Оценки показывают, что интервалы возможных значений параметров велики. Поэтому при выборе этих параметров ограничимся вариантами: $\lambda = 1$, $K = 10^{-6} \div 10^{-3}$ и $\gamma_a = 0 \div 10$. Длина пластической зоны выбиралась равной $L_p = 1 \text{ мм}$, размер зерна $D = 10 \mu\text{м}$. При малых

значения $K < 10^{-6}$ в системе реализуется регулярный режим.

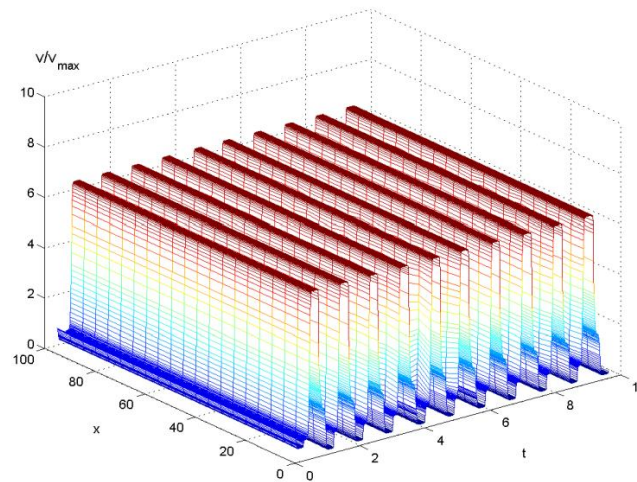


Рис. 4. Волновая картина распространения возмущений скорости дислокаций $v(t, x)$

Период колебаний в выбранном масштабе составляет $T \approx 1$, что соответствует анализу точечной модели, рассмотренной выше. Волновая картина распространения возмущений скорости дислокаций $v(t, x)$ в зоне скольжения (или скорости пластической деформации $\dot{\epsilon} \approx v$) показана на рис.4. Как видно, имеет место синфазный режим колебаний скорости на участках зоны пластического течения (вдоль координаты x).

С увеличением параметра K режим изменения нагрузки и скорости пластической деформации приобретает нерегулярный характер. Но это тема отдельной работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 15-42-02700).

Список литературы

1. Судзуки Т., Есианага Ч., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность. -М.: Мир, 1989. - 296с.
2. Коттрелл А.Х. Прерывистая текучесть// Структура и механические свойства металлов.-М.:Металлургия,1967, с.210-224.
3. Давиденков Н.Н. Кинетика образования зубцов на диаграммах деформации// ФТТ.- 1961, т.3, вып.8, с.2458-2465.
4. Penning P. Mathematics of Portevin-Le Chatelier effect// Acta Metall.-1972, vol.20, vol.10, p.1169-1174.
5. Nahner P. Modelling of propagative plastic instabilities// Scripta Metall. - 1993, vol.29, p.1171-1176.
6. Лебедкин М.А., Дудин-Барковский Л.Р. Критическое поведение и механизм корреляции деформационных процессов в условиях неустойчивости пластического течения// ЖЭТФ. - 1998, т.113, вып.5, с.1816-1829.
7. Korbel A., Dybiec H. The problem of the negativ strain - rate sensitiviti of metals under the Portevin-LeChatelier deformation conditions // Acta metall. - 1981, vol.29, No.1, p.89-93.

8. McCormic P. G. Theory of flow localisation due to dynamic strain ageing // Acta metallurgica. 1988. V. 36. ь 12. P. 3061.
9. Perevezentsev V.N., Sarafanov G.F. Computer simulation of terminated sub-boundary formation in the disclination elastic field// Mater. Sci. Eng (a). - 2009, Vol. 503, N1-2, pp.137-140.
10. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. - М.: Атомиздат,1972. -599с.
11. Johnston W.G., Gilman J. Dislocation velocities, dislocation densities and plastic flow in lithium fluoride crystals // J. Appl Phys.- 1959, vol. 30, No. 3, p.129-143.
12. Автоволновые процессы в системах с диффузией. - Горький: ИПФ АН, 1981.- 189с.
13. Yoshinaga H., Morozumi S. A Portevin-Le Chatelier effect expected from solute atmosphere dragging // Philos. Mag. 1971, vol. 23, No.186, p. 1351-1360.
14. Коттрелл А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах.-М.: Металлургиздат,1958.-267с.
15. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн.-М.: Наука,1984.-432с.
16. Физическое металловедение. Под ред. Р. Кана. Вып. 3.- М.: Мир, 1987.- 663с.

Дата поступления статьи: 28 ноября 2016 года.